„Untersuchungen zum Richtstrahlwert eines Gasentladungs-Strahlerzeugers"

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von

PETER EGELHAAF

aus Welzheim

1968

9338

" Untersuchungen zum Richtstrahlwert eines
Gasentladungs-Strahlerzeugers"

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Peter Egelhaaf
aus Welzheim

1 9 6 8

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Januar 1968

Dekan: Professor Dr.rer.nat. Reinhard Schönenberg

1. Berichterstatter: Professor Dr.-Ing.habil. Gottfried Möllenst

2. Berichterstatter: Professor Dr.rer.nat. Friedrich Lenz

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung S. 2

2. Meßmethode

2.1. Vorbemerkung S. 2
2.2. Meßapparatur S. 3
2.3. Eichung der Meßanordnung S. 4

3. Meßergebnisse und ihre Diskussion

3.1. Einfluß der Kraterbildung auf den Elektronenbahnverlauf S. 8
3.2. Richtstrahlwertmessungen mit verschiedenem Kathodenmaterial und Entladungsgas S. 13
3.3. Abhängigkeit des Richtstrahlwerts vom Entladungsstrom S. 18
3.4. Einfluß zusätzlicher elektrischer und magnetischer Felder auf die Entladung S. 19

4. Zusammenfassung S. 22

Literaturverzeichnis S. 24

1. Einleitung

Kriterien für die Brauchbarkeit einer Elektronenquelle sind Richtstrahlwert, Energieverteilung, Lebensdauer, erforderliches Betriebsvakuum und technischer Aufwand des Aufbaus. Der Gasentladungsstrahlerzeuger nach INDUNI[1] kommt für die Anwendung dann in Frage, wenn große Strahleraperturen verarbeitet werden können, geringes Betriebsvakuum und lange Lebensdauer erforderlich sind. Dagegen zeigten Messungen mit Luft als Entladungsgas und V2A-Stahl[2] und Aluminium[3] als Kathodenmaterial daß der Richtstrahlwert dieser Kaltkathode kleiner ist als der von Glühkathoden[4-9].

Der Richtstrahlwert der Kaltkathode hängt bei vorgegebenen Abmessungen, Beschleunigungsspannung und Entladungsstrom von dem Elektronen-Emissions-Koeffizienten (EEK)

$$\gamma = \text{emittierte Elektronen/einfallendes Ion}$$

ab. Durch Zerstäubung entsteht ein Krater im Kathodenmaterial, der die Feldverhältnisse und den EEK ändert. Der EEK und die Zerstäubung sind materialabhängig. Ziel der vorliegenden Untersuchungen war, den Richtstrahlwert der Kaltkathode in Abhängigkeit von Kathodenmaterial, Entladungsgas und Betriebsdauer zu messen.

2. Meßmethode

2.1. Vorbemerkung

Nach v. BORRIES und RUSKA[10] wird der Richtstrahlwert einer Elektronenquelle durch den Strom I, der durch eine Fläche F in den Raumwinkel ω tritt, definiert.

$$R = I/F \cdot \omega \qquad (1)$$

LENZ[11] erweitert diesen Begriff des Richtstrahlwerts durch Einführung einer Richtstrahlfunktion:

$$R(x,y,x',y') = \frac{dI}{dx\,dy\,dx'\,dy'} = \frac{dI}{dF \cdot d\omega} \qquad (2)$$

wobei dI der Strom ist, der durch ein Flächenelement dxdy in das Raumwinkelelement dx'dy' tritt. Den in (1) definierten Richtstrahlwert erhält man dann als Mittelwert

$$R = \frac{1}{F \cdot \omega} \iint_{F\,\omega} R(x,y,x',y')dxdydx'dy' \qquad (3)$$

und den axialen Richtstrahlwert

$$R_{axial} = R\,(0,0,0,0) \qquad (4)$$

als Grenzwert für $F \to 0, \omega \to 0$. Man spricht von einem Hohlstrahl, wenn der axiale Richtstrahlwert nicht maximal in Bezug auf alle vier Variablen ist. Die Definitionsgleichungen liefern die Meßverfahren, wenn man Abbildungsfehler vernachlässigen kann. Man mißt dann die Stromdichte und die dazugehörige Apertur an einer Stelle im Strahlengang[12].

2.2. Meßapparatur

Abb. 1 zeigt die verwendete Apparatur, die es ermöglicht, Richtstrahlwerte einer Elektronenquelle kontinuierlich zu messen

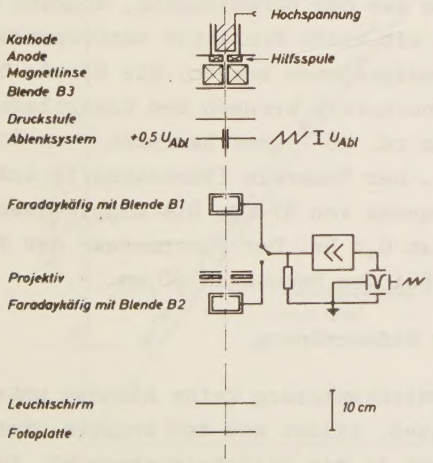


Abb. 1. Meßanordnung

Zur Bestimmung des Richtstrahlwerts bildet man den engsten Querschnitt des Strahls in eine Registrierebene ab, mißt die Stromdichteverteilung und gibt die Apertur, die den Raumwinkel ω bestimmt, durch eine Blende, hier B 3, vor. Zur Stromdichtemessung bewegt man den Elektronenstrahl mit einem elektrostatischen Ablenksystem über einen Faradaykäfig mit einer kleinen Eintrittsblende und oszillographiert den Käfigstrom[13]. Die Ordinate des Oszillographenbildes ist der Stromdichte, bezogen auf die Fläche der Eintrittsblende, proportional. Die Stromdichte auf der Achse ist bei vorgegebener Aperturblende B 3 ein Maß für den axialen Richtstrahlwert.

Zur Abbildung des engsten Strahlquerschnitts variiert man den Linsenstrom der Magnetlinse so, daß die Stromdichteverteilung auf dem Oszillographenbildschirm in der Amplitude maximal und in der Breite minimal wird. Bei der Wahl der Blendendurchmesser ist darauf zu achten, daß sie jeweils klein gegen den Strahldurchmesser am jeweiligen Blendenort sind. Erfüllt man diese Ausleuchtbedingung nicht, wird eine zu große Apertur vorgetäuscht und bei der Stromdichtemessung über den Strahlquerschnitt integriert. Die Stromdichteverteilung wird wahlweise in zwei Ebenen gemessen. Bringt man die Faradaykäfige aus dem Strahlengang, so kann das Emissionsbild der Kathode mit einem Projektiv nachvergrößert und mit Fotoplatten aufgenommen werden. Die Blende B 3 und die eingezeichnete Druckstufe trennen den Gasentladungsraum, in dem ein Druck von ca. 10^{-2} Torr herrscht, vom Hochvakuumraum (10^{-5} Torr). Der Meßkreis (Faradaykäfig und Verstärker) hat die Grenzfrequenz von 57 Hz. Die Kippfrequenz der Ablenkspannung ist 0,1 Hz. Der Durchmesser der Faradaykäfigblenden beträgt bei den Messungen 20 µm.

2.3. Eichung der Meßanordnung

Um bei der Stromdichtemessung keine Blenden unter 20 µm Ø verwenden zu müssen, bildet man den engsten Strahlquerschnitt schwach vergrößert in die Registrierebene ab. Die dabei

verwendete Linse muß einen Mindestabstand zur Kathode haben, da sonst die Entladung beeinflußt wird. Es wurde deshalb eine langbrennweitige magnetische Linse gebaut.

Nach LENZ[14] ist die Brennweite einer magnetischen Linse mit einer Spaltweite s = 10 mm und einem Bohrungsdurchmesser des Polschuhs b = 15 mm

$$f = 634 \cdot \frac{V_r}{(NI)^2} \cdot \frac{Amp^2}{Volt} \text{ mm} \qquad (5)$$

wobei NI die Amperewindungszahl und V_r die relativistisch korrigierte Beschleunigungsspannung in Volt bedeutet.
Für N = 1100 und eine Beschleunigungsspannung von 50 kV ergibt sich

$$f = 27{,}5 \cdot \frac{Amp^2}{I^2} \text{ mm} \qquad (6)$$

In Abb. 2 ist die nach (6) berechnete und die experimentell gefundene Brennweite als Funktion von $1/I^2$ aufgetragen. Die Abweichung der experimentell bestimmten Kurve von der berech-

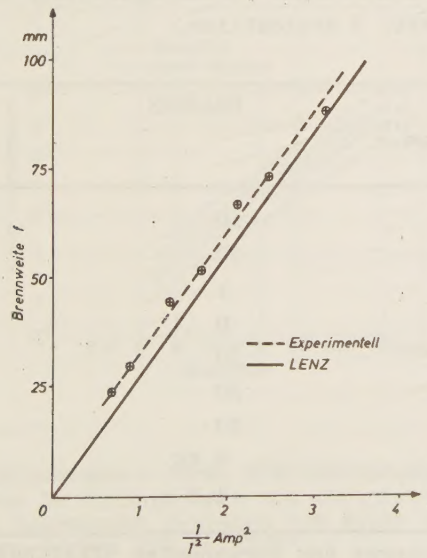


Abb. 2. Brennweite der Magnetlinse als Funktion von $1/I^2$

neten kann nach v.BORRIES, LENZ und OPFER[15] durch Remanenzerscheinungen gedeutet werden. Der Außendurchmesser der Magnetlinse beträgt 70 mm. Dieser Wert ist durch die Abmessungen der vorhandenen Kaltkathode bestimmt.

Zur Eichung des Abszissenmaßstabes des Oszillographenbildes verschiebt man den Faradaykäfig um eine definierte Strecke und mißt die dazugehörige Verschiebung der Stromdichteverteilung auf dem Oszillographenbildschirm.

Beachtet man die Ausleuchtbedingung für die Blenden, so hängt die Meßgenauigkeit des Verfahrens von der Genauigkeit der Blendenradienbestimmung der Strommessung ab. Beide Faktoren zusammen ergeben einen mittleren Fehler des gemessenen Richtstrahlwerts von etwa $\pm$ 15 %.

Zur Überprüfung der Anordnung wurde der Richtstrahlwert eines Glühkathoden-Strahlerzeugers nach STEIGERWALD[16] gemessen. Als Strahlerzeugungssystem wurde der Strahlkopf des Elektronenmikroskopes EM 8 der Firma Carl ZEISS Oberkochen verwendet. Um die Ergebnisse mit schon durchgeführten Messungen von BRAUCKS[4] vergleichen zu können, sind in Tabelle 1 die Abmessungen der benutzten Strahlerzeuger zusammengestellt. Die Bedeutung der Symbole ist aus Abb. 3 ersichtlich.

Parameter von A bis d_W in mm	BRAUCKS	Autor
A	10	10
a	20	14,25
d_K	1	2,68
b	0	+ 0,138
d	20	24
d_A	20	6,1
d_W	20	20
$tg\phi$	0,55	1,4
d_W/a	1,0	1,4

Tabelle 1: Abmessungen der verwendeten STEIGERWALD-Strahlerzeuger

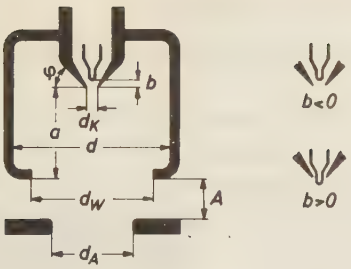


Abb. 3. Schnitt durch einen Strahlerzeuger nach STEIGERWALD

Geht man bei der Messung des Richtstrahlwerts von größeren Durchmessern der Aperturblende B 3 zu kleineren über (300 µm ÷ 30 µm), so steigt der nach (1) berechnete Richtstrahlwert zunächst an und erreicht dann bei Durchmessern unter 50 µm einen konstanten Wert, den axialen Richtstrahlwert. Abb. 4 zeigt das Ergebnis und die gute Übereinstimmung beider Messungen.

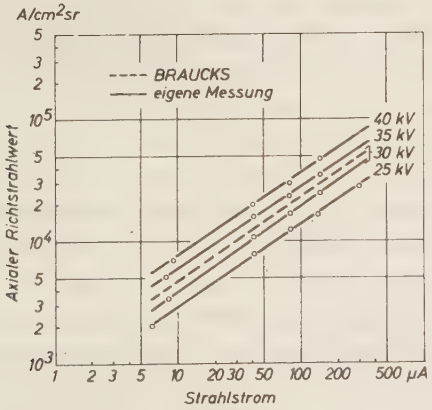


Abb. 4. Richtstrahlwerte eines STEIGERWALD-Strahlerzeugungssystems in Abhängigkeit vom Strahlstrom bei verschiedenen Spannungen gemessen vom Autor und verglichen mit den Werten von BRAUCKS[4]

3. Meßergebnisse und ihre Diskussion

3.1. Einfluß der Kraterbildung auf den Elektronenbahnverlauf

Seit den Anfängen der Elektronenoptik beschäftigte sich eine Reihe von Autoren mit dem Gasentladungs-Strahlerzeuger. Über Lochkameraaufnahmen der Kathodenoberfläche[17], Stromdichteverteilungskurven[18,19] der Elektronen aus der Gasentladungskathode und ein Emissionsbild[20] der Kaltkathode mit behinderter Entladung[1] wurde berichtet.

Im folgenden soll der Einfluß der Kraterbildung auf den Elektronenbahnverlauf erläutert werden. Abb. 5 a zeigt ein typisches Beispiel für Stromdichteverteilungen der Kaltkathode bei verschiedener Betriebsdauer. Die Stromdichteverteilung hat zunächst nur ein Maximum und ist im wesentlichen durch die Verteilung der an der Kathode ankommenden Ionen bestimmt. Die Ionenstromverteilung hängt vom Durchgriff des Feldes an der Anodenbohrung ab (Abb. 5 b). Nach einiger Zeit zeigt sich in der Elektronenstromdichteverteilung eine Einsattelung, die für dieses Beispiel nach ca. 2 Stunden so tief wird, daß die Verteilung in einen zentralen Fleck und in ein Ringgebiet mit schwächerer Intensität aufspaltet. Diese Erscheinung hängt mit dem durch den Ionenbeschuß entstehenden Krater und dessen elektronenoptischer Wirkung zusammen. Zur qualitativen Deutung dieses Effekts wurde durch einen Matrizenabdruck die Form des Kraters bestimmt und an einem Modell die Potentiallinien im elektrolytischen Trog vermessen. Damit wurden einige Bahnen der emittierten Elektronen unter der Annahme senkrechten Austritts aus der Oberfläche und verschwindender Anfangsgeschwindigkeit graphisch[21] konstruiert. Abb. 5 b und c zeigen das Ergebnis. Eingezeichnet sind drei charakteristische Bahnen: I von der Kraterspitze, II von der Kraterwand und III vom Kraterrand ausgehend. Im feldfreien Raum hinter der Anode verlaufen die Bahnen I und I nahe der optischen Achse. Die Bahn II hat dagegen einen größeren Abstand zur optischen Achse und einen relativ großen

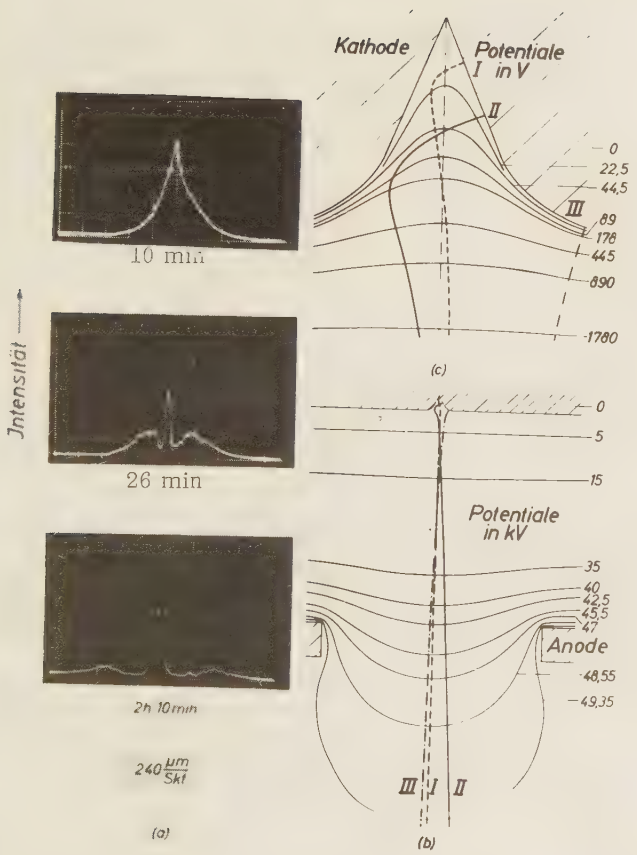


Abb. 5. (a) Stromdichteverteilung der Elektronen aus der Kaltkathode; (b) und (c) Elektronenbahnen in der Kaltkathode

Neigungswinkel gegen sie. Diese Bahn wird daher durch die nachfolgende Blende abgefangen. Der zentrale Fleck der Stromdichteverteilung wird von Elektronen aus der Kraterspitze, das Ringgebiet durch Elektronen aus dem Kraterrand gebildet.

Bestimmt man Kraterprofile von Kathoden bei zunehmender Betriebsdauer, so erhält man die Abb. 6.

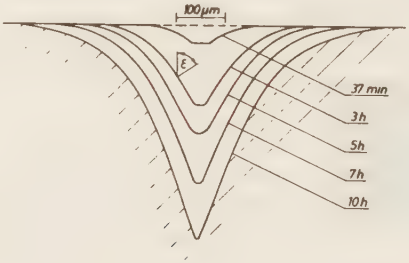


Abb. 6. Kraterprofile nach verschieden langem Betrieb bei 50 kV Beschleunigungsspannung und 300 µA Entladungsstrom mit Luft als Entladungsgas und V2A-Stahl als Kathodenmaterial

In Abb. 7 sind die gemessenen Kraterbreiten b_k gegen den Durchmesser d_r des Ringgebiets der dazugehörigen Stromdichteverteilung aufgetragen. b_k erweist sich als näherungsweise proportional zu d_r, was angesichts der konstruierten Elektronenbahnen verständlich ist.

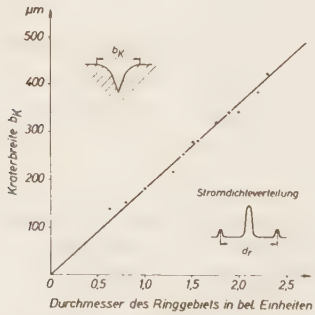


Abb. 7. Zuordnung der Kraterbreite b_k zum Ringdurchmesser d_r der Stromdichteverteilung

Man kann daher bei geeichter Apparatur aus dem Emissions-

bild oder aus der Stromdichteverteilung der Elektronen Aussagen über die Kraterbreite machen.

Abb. 8 zeigt beobachtete Kratertiefen für verschiedene Gas-Material-Kombinationen bei 270 uA Entladungsstrom und 50 kV Beschleunigungsspannung.

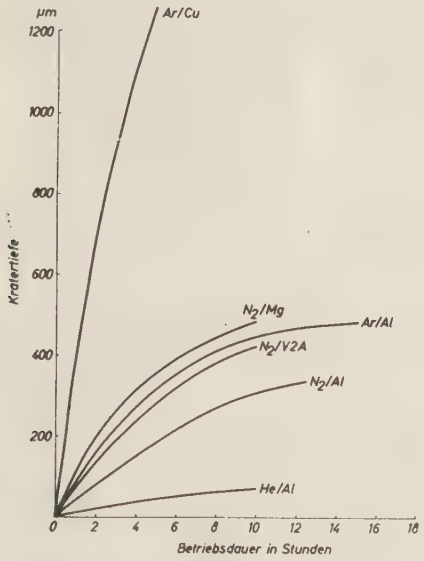


Abb. 8. Kratertiefe als Funktion der Betriebsdauer bei verschiedenem Kathodenmaterial und Entladungsgas

Ordnet man die Material-Gas-Kombinationen einmal nach der Menge des abgetragenen Materials, zum andern nach der Größe der an planen Flächen gemessenen Zerstäubungsraten[22,23], so stimmen die so gewonnenen Reihenfolgen überein.

Außerdem wird das Emissionsbild der Kaltkathode durch die Struktur des Kathodenmaterials beeinflußt. Abb. 9 a und b

zeigen Aufnahmen eines Kraters in Aluminium mit dem Stereoscan-Elektronenmikroskop. Im dazugehörigen Emissionsbild (Abb. 9c) ist im Zentralfleck die Struktur der Kraterwand wieder zu erkennen.

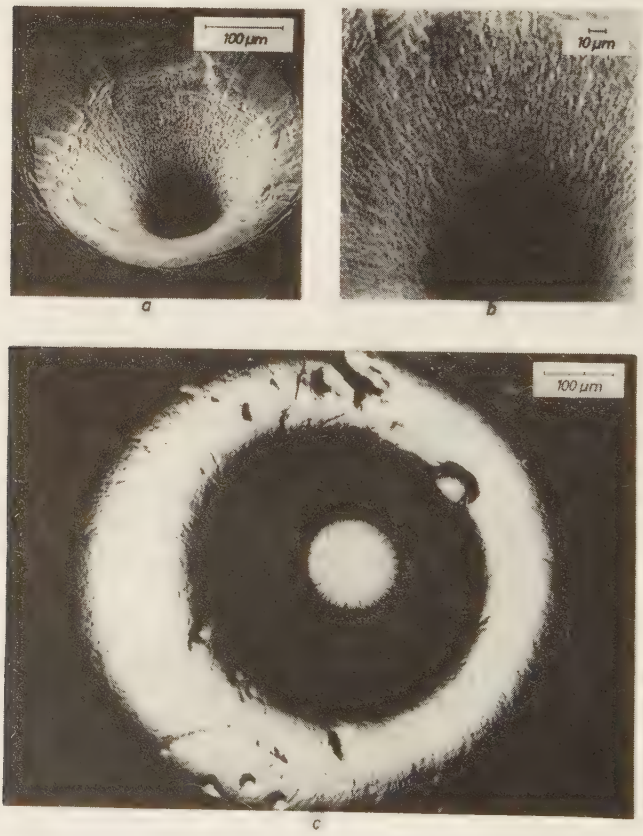


Abb. 9. Aluminiumkathode nach 5 Stunden Betriebsdauer bei 270 uA Entladungsstrom, 50 kV Beschleunigungsspannung mit Argon (a), (b) Stereoscan-Elektronenmikroskopaufnahme; (c) Emissionsbild

Noch deutlicher ist dieser Sachverhalt in Abb. 10 für Magnesium als Kathodenmaterial.

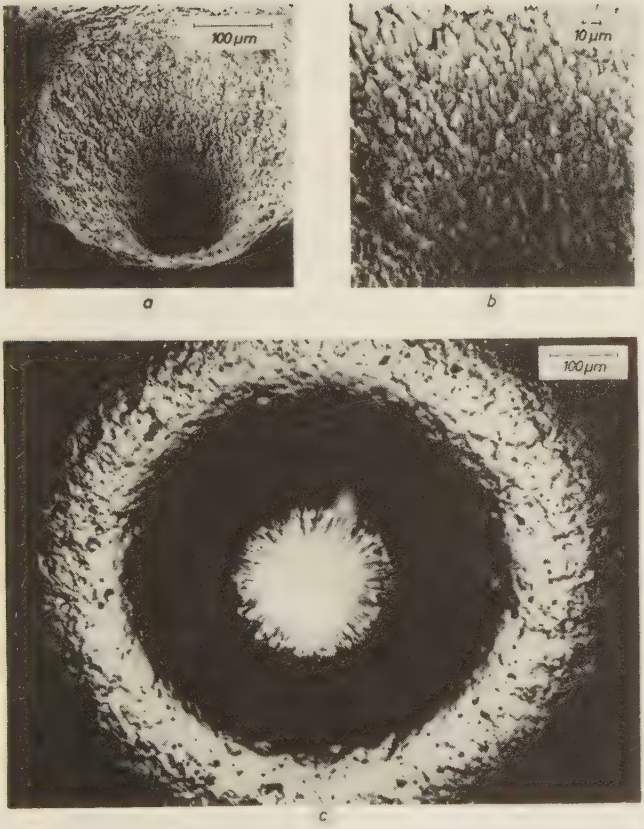


Abb. 10. Magnesiumkathode nach 5 Stunden Betriebsdauer bei 270 µA Entladungsstrom, 50 kV Beschleunigungsspannung mit Argon (a), (b) Stereoscan-Elektronenmikroskopaufnahme; (c) Emissionsbild

3.2. Richtstrahlwertmessungen mit verschiedenem Kathodenmaterial und Entladungsgas

Bei den Richtstrahlwertmessungen wurde zunächst für eine Kombination Entladungsgas-Kathodenmaterial wieder der Durchmesser der Aperturblende B 3 variiert, und jeweils der axiale Richtstrahlwert berechnet. Wie im Fall des Glühkathoden-

Strahlerzeugers nahm der so berechnete Richtstrahlwert bei größeren Aperturen ab. Dabei konnte der in [24] berichtete Hohlstrahl nicht beobachtet werden. Die Ausleuchtbedingung war für diesen Strahlerzeuger bei einem Durchmesser der Blende B 3 > 200 µm nicht mehr erfüllt. Bei den anschließenden Messungen wurde daher eine Blende mit einem Durchmesser = 100 µm verwendet.

Um den Einfluß der Kraterbildung auf den Richtstrahlwert in kurzer Zeit verfolgen zu können, wurde das stark zerstäubende Argon als Entladungsgas gewählt. Abb. 11 zeigt das Ergebnis.

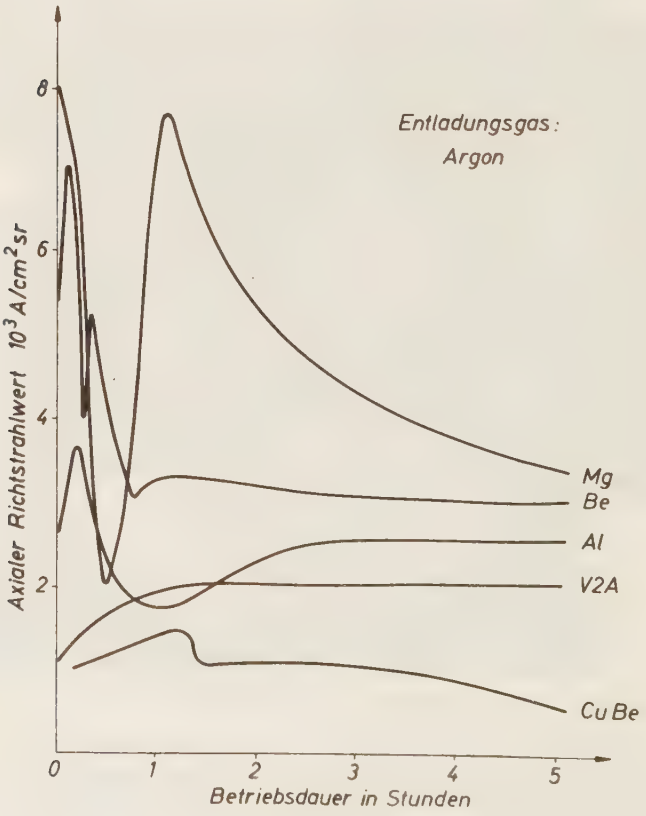


Abb. 11 Richtstrahlwerte der Kaltkathode bei verschiedenem Kathodenmaterial, 50 kV Beschleunigungsspannung und 270 µA Entladungsstrom

Bei allen Messungen war der Entladungsstrom 270 µA und die Beschleunigungsspannung 50 kV. Nach jeder Messung wurde der Blendendurchmesser überprüft. Die Reinheit der hier benutzten Metalleist: Al, Mg besser als 99,99 %, Be 98 %.Der verwendete V2A-Stahl hat die DIN-Bezeichnung X12CrNi118/8.Die Reinheitsgrade der verschiedenen Gase sind Ar 99,95 %, He 99,995 % und N_2 99 %.

Die verwendeten Kathodenmaterialien wurden unter dem Gesichtspunkt eines möglichst hohen EEK ausgewählt. Über Messungen des EEK bei Ionenbeschuß an verschiedenen Materialien gibt es viele Veröffentlichungen. Es sei deshalb nur auf zwei zusammenfassende Arbeiten [23,25] verwiesen. Die zu Anfang gemessene axiale Elektronenstromdichte ist ein Maß für den EEK. Da alle Messungen auf den gleichen Entladungsstrom bezogen sind, nimmt der Richtstrahlwert schwächer als linear mit dem EEK zu. Außerdem beeinflußt die Reinheit der Oberflächen und die Art der Gasbedeckung die Größe des EEK wesentlich[23]. Daher ist ein direkter Vergleich der meist unter Ultrahochvakuumbedingungen gemessenen EEK mit den hier gefundenen nicht möglich. Es können aber zumindest Aussagen über die Reihenfolge der EEK gemacht werden. Die gefundene Folge $\gamma_{Mg} > \gamma_{Be} > \gamma_{Al} > \gamma_{V2A} > \gamma_{Cu}$ ist in Übereinstimmung mit verschiedenen Messungen[26,27].

Die hier benutzte Kupfer-Beryllium-Legierung (98 % Cu, 2 % Be) wurde im Hochtemperaturofen bei einem Druck von 10^{-4} Torr auf 750°C gebracht, langsam abgekühlt und vor dem Einbau in die Kaltkathode einige Tage an Luft gelassen[28]. Die so aktivierte Probe zeigte dennoch den kleinen EEK von Kupfer. Wie verschiedene Autoren[29-32] berichten, hängt die sonst beobachtete hohe Sekundär-Elektronen-Ausbeute von CuBe mit einer dünnen BeO-Schicht an der Oberfläche zusammen, die durch die Aktivierung entsteht. Bei starkem Ionenbeschuß, wie er bei 270 µA Entladungsstrom vorliegt, wird diese Schicht schnell abgebaut[32].

Man kann die Richtstrahlwertkurven in zwei Gruppen zusammenfassen. Die Leichtmetalle Be, Mg, Al zeigen jeweils einen steilen Anstieg und Abfall in der ersten Betriebsstunde. Bei V2A-Stahl und CuBe wächst der Richtstrahlwert langsam mit zunehmender Betriebsdauer. Um diesen Anstieg zu erklären, mißt man den Winkel ε zwischen Ioneneinfallsrichtung und Flächennormale für verschiedene Kraterzustände und trägt ihn gegen die Betriebsdauer auf (Abb. 12 a).

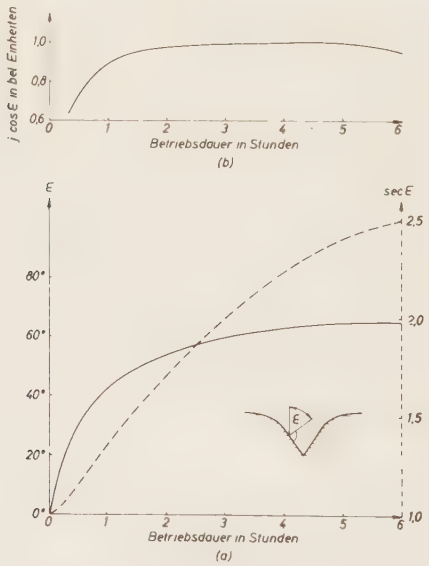
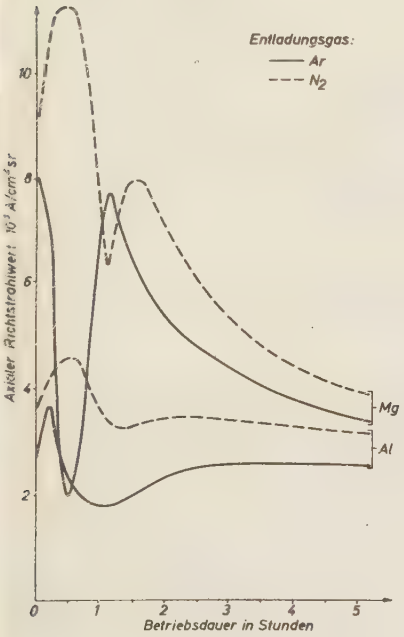


Abb. 12. (a) Änderung des Winkels ε und sec ε bei zunehmender Betriebsdauer;
(b) jcosε als Funktion der Betriebsdauer

Bekanntlich[23,33] nimmt der EEK umgekehrt proportional zu cos ε zu. Man erwartet daher bei wachsendem ε auch eine Zunahme der maximalen Elektronenstromdichte j nach einem sec ε-Gesetz. Die Größe jcosε muß dann einen konstanten Wert annehmen, wie es Abb. 12 b zeigt. Zu Beginn der Messung weicht jcosε etwas von der Konstanten ab. Der Krater ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht gut ausgebildet, die Angabe von ε deshalb ungenau.

Das zeitliche Anwachsen des Richtstrahlwerts wird nach dem oben Gesagten bei vorgegebenem Material durch die Zerstäubungswirkung des verwendeten Entladungsgases bestimmt. Abb. 13 und Abb. 14 zeigen den Einfluß des Entladungsgases auf den Richtstrahlwert. Der zeitliche Anstieg des Richtstrahlwerts erfolgt bei V2A-Stahl mit Ar schneller als mit N_2 oder mit He. Man erkennt, daß ebenso der steile Anstieg und Abfall des Richtstrahlwerts bei den Leichtmetallen von der Zerstäubungswirkung des Entladungsgases abhängen.



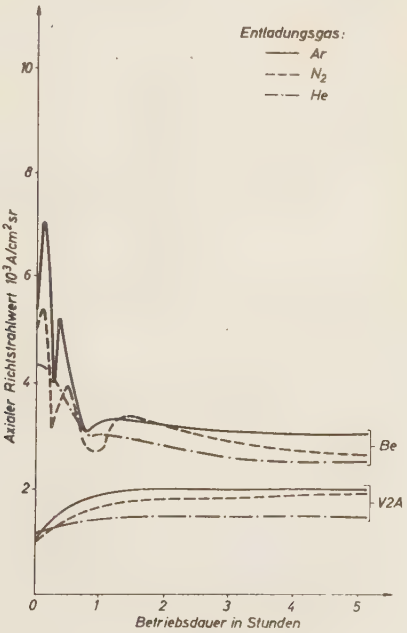


Abb. 13. Abb. 14.

Einfluß des Entladungsgases auf den Richtstrahlwert.
Entladungsstrom 270 µA, Beschleunigungsspannung 50 kV

Dieses erste Maximum des Richtstrahlwerts wird bei den Leichtmetallen so rasch durchlaufen, daß der entstehende Krater noch nicht gut ausgebildet ist. Man könnte diesen Effekt daher mit dem Einfluß einer Oberflächenfremdschicht

deuten. Von Be, Mg und Al ist bekannt, daß sie an Luft leicht oxydieren[34]. Um den Einfluß der Oxydschicht auf den Richtstrahlwert zu demonstrieren, wurde für Aluminium die natürliche Oxydschicht von ca.100 AE Dicke[35] durch anodische Oxydation auf ca. 400 AE verstärkt[36,37]. Abb. 15 zeigt den Richtstrahlwert für (a) natürliches Aluminium und (b) Aluminium mit 400 AE dicker Oxydschicht. Bei der Aluminiumkathode mit verstärkter Oxydschicht beobachtet man eine Verschiebung des Richtstrahlwertmaximums zu höherer Betriebsdauer. Nach 5 Stunden Betriebsdauer erreicht man mit beiden Proben denselben Endwert.

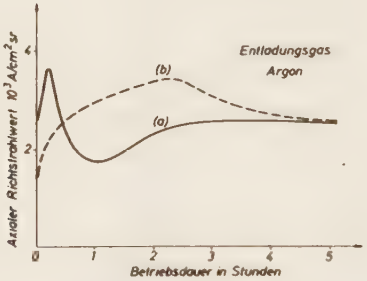


Abb. 15. (a) Aluminiumkathode mit natürlicher Oxydschicht;
(b) Aluminiumkathode mit 400 AE dicker Oxydschicht

Die Messungen waren für verschiedene Proben vom gleichen Material innerhalb eines Bereichs von $\pm$ 20 % reproduzierbar. Bei den Leichtmetallen Be und Mg traten grössere Schwankungen der Meßwerte nach ca. 3 Stunden Betriebsdauer auf. Die auffällige Abnahme des Richtstrahlwerts bei Magnesium fiel zeitlich mit dem Auftreten der Struktur am Zentralfleck des Emissionsbildes (Abb. 10 c) zusammen.

3.3. Abhängigkeit des Richtstrahlwerts vom Entladungsstrom

Sind Kathodenmaterial, Entladungsgas und Beschleunigungsspannung vorgegeben, so hängt der Richtstrahlwert der Kaltkathode noch vom Entladungsstrom I_E ab. Diese Abhängigkeit

wurde für verschiedene Metalle im eingebrannten Zustand gemessen. Für Mg genügte dazu eine Betriebsdauer von ca. 5 Stunden, für Al und V2A-Stahl von ca. 3 Stunden. Abb. 16 zeigt das Ergebnis. Mißt man für Magnesium schon nach

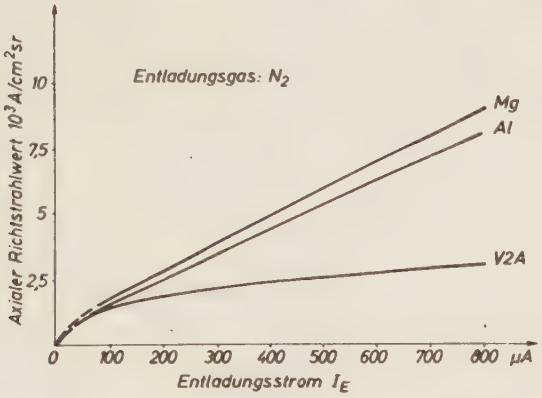


Abb. 16. Richtstrahlwert in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei 50 kV Beschleunigungsspannung

3 Stunden Betriebsdauer den Richtstrahlwert als Funktion des Entladungsstroms, so erhält man eine wesentlich stärkere Zunahme des Richtstrahlwerts bei wachsendem Entladungsstrom, im Vergleich zur eingezeichneten Kurve in Abb. 16. Es ergibt sich z.B. für I_E = 800/uA ein axialer Richtstrahlwert von $1{,}6 \cdot 10^4$ A/cm² sr. Trotzdem liegen Mg und Al gegenüber V2A-Stahl im Richtstrahlwert bei einem Entladungsstrom I_E = 800/uA um den Faktor 3 höher, während bei dem geringeren Entladungsstrom I_E = 270/uA dieser Faktor auf 1,5 absinkt.

3.4. Einfluß zusätzlicher elektrischer und magnetischer Felder auf die Entladung

Bei vorgegebener Beschleunigungsspannung wird der Entladungsstrom I_E der Kaltkathode durch Variation des Drucks im Gasentladungsraum mit einem Nadelventil geregelt. Diese Druckregelung ist meistens fein genug, um jeden gewünschten

Entladungsstrom einstellen zu können. Benutzt man aber Kathodenmaterial mit einem hohen EEK, so kann man mit dem Nadelventil den Strom nur noch grob einstellen. Es wurden daher Möglichkeiten einer zusätzlichen Feinregelung untersucht.

MAHL[38] verwendet bereits 1938 eine Hilfsspule zur Stromregelung einer Gasentladung. Im Magnetfeld der Hilfsspule werden die langsamen Elektronen aus der Gasentladung auf Schraubenbahnen gezwungen, wodurch die Ionisationswahrscheinlichkeit und damit der Entladungsstrom ansteigt.

In der vorliegenden Kaltkathode wird eine Hilfsspule mit 170 Windungen direkt hinter der Anode angebracht. Der Spulenkörper der Hilfsspule ist gegen die Anode und das Gehäuse isoliert (Abb. 17). Die Entladung kann einerseits durch Variation der Magnetfeldstärke in der Hilfsspulenbohrung, andererseits auch durch eine positive oder negative Spannung am Spulenkörper gesteuert werden, der als Steuerelektrode dient. Die so erhaltenen Steuerkennlinien zeigt Abb. 17. Bei negativer Spannung am Spulenkörper ergeben sich mit und ohne Magnetfeld die gleichen Kennlinien.

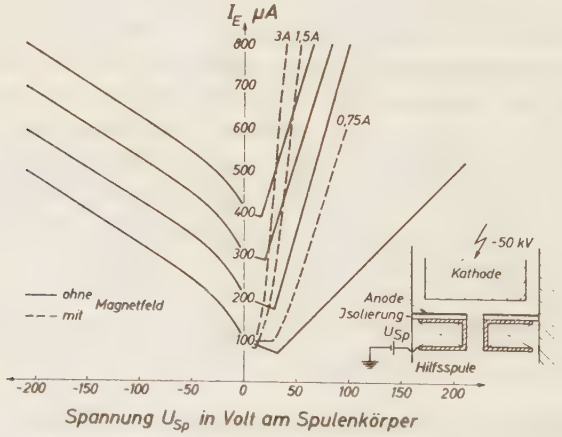


Abb. 17. Abhängigkeit des Entladungsstroms von der Spannung am Spulenkörper und zusätzlichem Magnetfeld

Dieses Verhalten läßt sich wie folgt deuten: Bei negativer Steuerelektrode haben die bei den Ionisationsprozessen in der Gasentladung gebildeten langsamen Elektronen nicht genug Energie, um auf der Steuerelektrode zu landen und müssen daher den weiteren Weg zur nächsten auf Anodenpotential liegenden Elektrode durchlaufen. Je höher das negative Potential der Steuerelektrode, desto größer wird die Zahl der langsamen Elektronen, die diesen Umweg machen müssen. Sie verlassen dabei den Wirkungsbereich des Magnetfeldes der Hilfsspule in einer Richtung, die vorzugsweise parallel zum Magnetfeld ist. Der Einfluß des Magnetfeldes ist daher bei negativer Steuerelektrode gering. Bei positiver Steuerelektrode werden die langsamen Elektronen zur Steuerelektrode hin beschleunigt und nehmen dabei Energie auf. Die Wirkungsquerschnitte für ionisierende Stösse sind bei den vorgegebenen Gasdichten und Elektronenenergien so gross, dass die Elektronen auf diesem Wege weitere ionisierende Stösse bewirken können. Dies erklärt die Zunahme des Entladungsstroms mit zunehmender positiver Steuerspannung. In diesem Fall kann das Magnetfeld eine weitere Erhöhung des Entladungsstroms bewirken, da es die auf dem Magnetfeld vorzugsweise senkrechten Laufwege der langsamen Elektronen zur Steuerelektrode hin verlängert. Das Magnetfeld beeinflußt die Ionen ihrer grösseren Masse wegen wenig.

Geht man von verschiedenen Anfangswerten des Entladungsstromes aus, so gehen die Kennlinien bei negativer Steuerelektrode durch Parallelverschiebung längs der I_E-Achse ineinander über. Der Abstand der Kurven ist durch die Differenz der Anfangswerte des Entladungsstroms gegeben. Bei positiver Steuerelektrode unterscheiden sich die Kennlinien voneinander nach der Stärke des Magnetfeldes und nach dem Anfangswert des Entladungsstromes.

Man kann somit einen bestimmten Entladungsstrom I_E bei vorgegebener Beschleunigungsspannung einstellen:
(a) Mit dem Nadelventil
Bei Grobeinstellung durch das Nadelventil durch eine
(b) negative Spannung am Spulenkörper
(c) positive Spannung am Spulenkörper
(d) positive Spannung am Spulenkörper und zusätzliches Magnetfeld

Für alle 4 Möglichkeiten wurden die Richtstrahlwerte bei gleichem Entladungsstrom I_E gemessen. Die Richtstrahlwerte bei Einstellung (a) und (b) sind gleich, bei Einstellung (c) etwas größer (10 %) und bei Einstellung (d) etwas kleiner.

4. Zusammenfassung

Es wurde eine Apparatur aufgebaut, die es ermöglicht, den Richtstrahlwert einer Elektronenquelle kontinuierlich zu messen. Der Richtstrahlwert eines Gasentladungs-Strahlerzeugers wurde in Abhängigkeit von Kathodenmaterial, Entladungsgas und Betriebsdauer bestimmt.

Für den Richtstrahlwert der Kaltkathode wurde eine Abhängigkeit hauptsächlich vom Kathodenmaterial gefunden. Nach dem Einbrennen des Kraters (ca. 5 Stunden) ergibt sich folgende Reihenfolge der Richtstrahlwerte:
$R_{Mg} = 3{,}5 \cdot 10^3$ A/cm^{2}sr > R_{Be} > R_{Al} > R_{V2A} > $R_{CuBe} = 0{,}57 \cdot 10^3$ A/cm^{2}sr
bei Argon als Entladungsgas.

Gaswechsel bei gleichem Material ergibt kleinere Änderungen des Richtstrahlwerts. Hier ist das Verhalten nicht einheitlich. Mit Stickstoff erhält man z.B. bei Mg und Al einen grösseren, bei Be, V2A-Stahl und CuBe einen kleineren Richtstrahlwert als mit Argon.

Fremdschichten beeinflussen den Richtstrahlwert erheblich. Das konnte aus der Schwankung des Richtstrahlwerts in der Einbrennphase geschlossen werden. Auch nach Betriebspausen wurde eine Verringerung des Richtstrahlwerts beobachtet. Der vor der Betriebspause vorliegende Richtstrahlwert wird nach ca. 1/2 - 1 Stunde wieder erreicht.

Im Strahlerzeuger mit kalter Kathode trat auch nach langer Betriebsdauer (ca. 80 Stunden mit V2A-Stahl) kein Hohlstrahl auf.

Der Einfluß elektrischer und magnetischer Zusatzfelder auf die Entladung wurde untersucht. Die Kennlinien zur Steuerung des Entladungsstroms wurden aufgenommen. Daraus können die Grenzen für die Steuerung durch Potentialänderung an der Steuerelektrode und durch magnetische Feldänderung in der Hilfsspule abgelesen werden. Bei grober Vorgabe des Entladungsstroms durch Druckregulierung mit dem Nadelventil kann man den Entladungsstrom mit den Zusatzfeldern im Bereich von 50 - 800/uA regeln. Die obere Grenze von 800/uA ist durch die vorhandene Stromversorgung gegeben. Im Gegensatz zur Stromregelung durch das Nadelventil allein erfolgt die Regelung durch die Zusatzfelder trägheitslos.

Die Abhängigkeit des Richtstrahlwerts vom Entladungsstrom wurde bestimmt. Bei 50 kV Beschleunigungsspannung liegen die Richtstrahlwerte aller gemessenen Material-Gas-Kombinationen für eingebrannte Kathoden für einen Entladungsstrom

I_E = 270/uA bei 1 - $4 \cdot 10^3$ A/cm^{2}sr

I_E = 800/uA bei 3 - $9 \cdot 10^3$ A/cm^{2}sr.

Stickstoff auf Magnesium ergab bei frischer Kathode und 800/uA Entladungsstrom den höchsten gemessenen Richtstrahlwert von $2{,}4 \cdot 10^4$ A/cm^{2}sr.

Herrn Professor Dr. G. MÖLLENSTEDT danke ich herzlich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit, Herrn Professor Dr. F. LENZ für wertvolle theoretische Hinweise.

Literaturverzeichnis

1) G. INDUNI, Helv.Phys.Acta 20 (1947) 463

2) L. WEGMANN und M. GRIBI, Electr.Microsc.Proc. of the Stockholm Conf. (1956) 41

3) M. HAHN, 4.Int.Kongr.f.Elektr.Mikr.Berlin 1958 und Diplomarbeit, Rhein-Westf.Techn.Hochschule Aachen (1961)

4) F.W. BRAUCKS, Optik 15 (1958) 242

5) S. MARUSE und Y. SAKAKI, Optik 15 (1958) 485

6) H. BOERSCH und G. BORN, 4.Int.Kongr.f.Elektr.Mikr. Berlin 1958, Berlin, Göttingen, Heidelberg Bd.1 (1960) 35

7) S. KRAUSE und W.D. RIECKE, Phys.Verh. 12 (1961) 141

8) H. FERNANDEZ-MORAN, 6th Intern.Congr.f.Electr.Micr. Kyoto,Tokyo Bd. 1 (1966) 27

9) K.J. HANSZEN und R. LAUER, Zeitschr.f.Naturforschung 22a (1967) 238

10) B.v. BORRIES und E. RUSKA, Z.f.techn.Phys. 20 (1939) 225

11) F. LENZ, Habilitationsschrift,Rhein-Westf.Techn.Hochschule Aachen 1957

12) B.v. BORRIES, Optik 3 (1948) 321

13) J. DOSSE, Z.f.Phys.115 (1940) 530

14) F. LENZ, Optik 7 (1950) 243 und Zeitschr.f.Ang.Phys. 2 (1950) 337

15) B.v. BORRIES, F. LENZ und G. OPFER, Optik 10 (1953) 132

16) K.H. STEIGERWALD, Optik 5 (1949) 469

17) M. KNOLL und E. RUSKA, Ann.d.Physik 5 (1932) 607

18) H. KNOBLAUCH, Diss.T.H. Berlin 1932

19) F. MALSCH, Arch.f.Elektrotechnik 27 (1933) 542

20) L. WEGMANN, Transact.Instr.Meas.Conf.Stockholm(1952) 73

21) H. SALINGER, Electronics 10 (1937) 50

22) R. BEHRISCH, Erg.d.ex.Naturw. 35 (1964) 295

23) M. KAMINSKY, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Berlin, Heidelberg, New York 1965

24) M. GRIBI, M. THÜRKAUF, W. VILLIGER und L. WEGMANN Optik 16 (1959) 65

25) D.B. MEDVED and Y.E. STRAUSSER, Advances in Electronics and Electron Physics 21 (1965)101

26) P. COUSINIE, N. COLOMBIE, C. FERT, R. SIMON, Compt. Rend.Hebd.Séanc.Acad.Sci. 249 (1959) 387

27) K.H. GAUKLER, Z.f.Physik 173 (1963) 476

28) A.I. AKISHIN, Sov.Phys.Techn.Phys. 3 (1958) 724

29) C.F. BARNETT, G.E. EVANS and P.M. STIER, Rev.Sci. Inst. 25 (1954) 1112

30) M.J. HIGATSBERGER, H.L. DEMOREST and A.O. NIER, J.Appl.Phys. 25 (1954) 883

31) D. HEROLD, Z.f.Ang.Phys. 20 (1965) 113

32) R. BAUMHÄKEL, Z.f.Phys. 199 (1967) 41

33) H.S. MASSEY and E.H. BURHOP, Electronic and Ionic Impact Phenomena, Oxford Clarendon Press 1952

34) G. HASS, Ann.d.Phys. 31 (1938) 245

35) G. HASS, Optik 1 (1946) 134

36) W. WALKENHORST, Naturwissenschaften 34 (1947) 373

37) M. HENNIG, Naturwissenschaften 42 (1955) 604

38) H. MAHL, Ann.d.Phys. 31 (1938) 425

Lebenslauf

Am 17. Juni 1938 wurde ich, Peter Egelhaaf, als zweites Kind des Kaufmanns Siegfried Egelhaaf und seiner Ehefrau Maria, geb. Kohlmann, in Welzheim geboren. Mein Vater starb 1941. In Aalen besuchte ich die Volksschule und das Gymnasium bis zur Reifeprüfung 1957.

Im Sommersemester 1957 begann ich in Tübingen das Studium der Rechts- und Betriebswissenschaften. Nach einem weiteren Semester mit Vorlesungen und Übungen der Wirtschaftswissenschaftlichen und Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät entschied ich mich im Sommersemester 1958 endgültig für das Studium der Physik. Während der Semesterferien arbeitete ich bis zur Vordiplomprüfung 1960 insgesamt 13 Monate in der kaufmännischen Abteilung eines Betriebs, um mein Studium zu finanzieren, danach 4 1/2 Monate in physikalischen Laboratorien. Nach einem Semester an der Freien Universität Berlin erhielt ich im Herbst 1961 von Herrn Professor Dr. H. KRÜGER das Thema meiner Diplomarbeit: "Ein einfaches optisches Verfahren zur Übertragung von Impulsspektren" am Physikalischen Institut der Universität Tübingen. Im Sommer 1963 bot sich mir die Gelegenheit, einen Monat bei CERN in Genf zu arbeiten. Meine Tätigkeit bestand im Auswerten von Funkenkammeraufnahmen des Neutrino-Experiments. Nach der Diplomprüfung im Februar 1965 trat ich im Mai desselben Jahres in das Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen ein, um unter der Anleitung von Herrn Professor Dr.G. MÖLLENSTEDT meine Dissertation anzufertigen. Der Titel der Arbeit, die im Oktober 1967 abgeschlossen wurde, lautet: "Untersuchungen zum Richtstrahlwert eines Gasentladungs-Strahlerzeugers".

Ich bin verheiratet und habe ein Kind.

Meine akademischen Lehrer an der Universität Tübingen waren die Herren Professoren Dr. M. AUWÄRTER, Dr. W. BRAUNBEK, Dr.H.DACHS, Dr.G. ELWERT, Dr.W.v. ENGELHARDT, Dr.H. KNESER, Dr.H. KRÜGER, Dr. F. LENZ, Dr. G. MÖLLENSTEDT, Dr.R. MÜHLEISEN, Dr. M. MÜLLER, Dr.W. RÜDORFF, Dr.H. SIEDENTOPF, Dr.H. WIELANDT, Dr. K. WILDERMUTH und Dr. K. ZELLER.

Druckbüro Frau Elly HUTH, 74 Tübingen